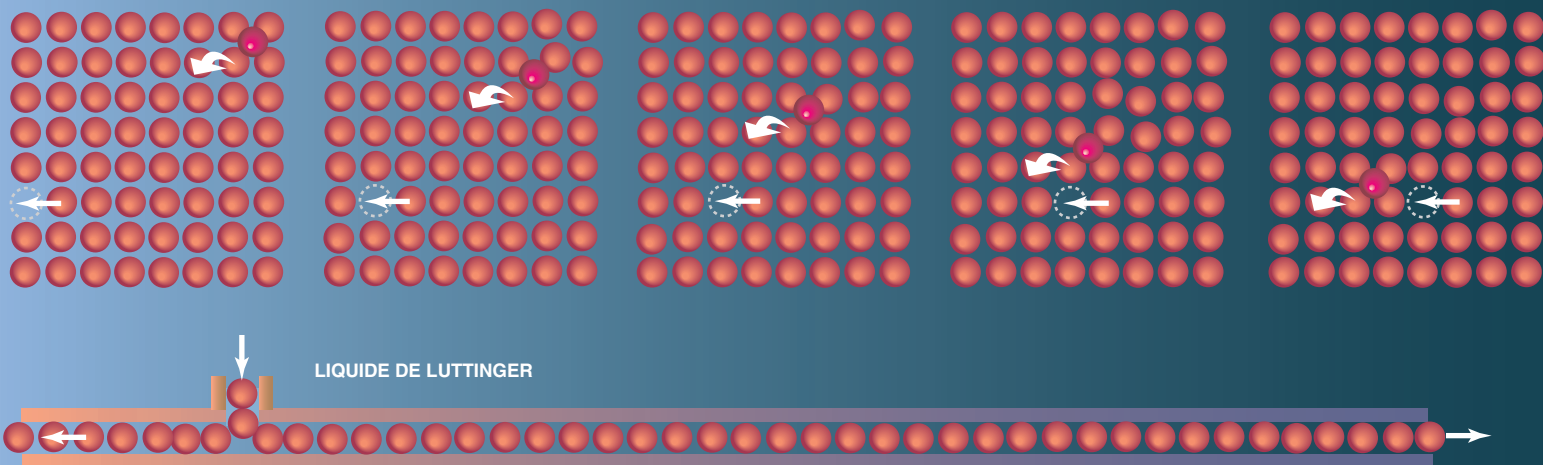
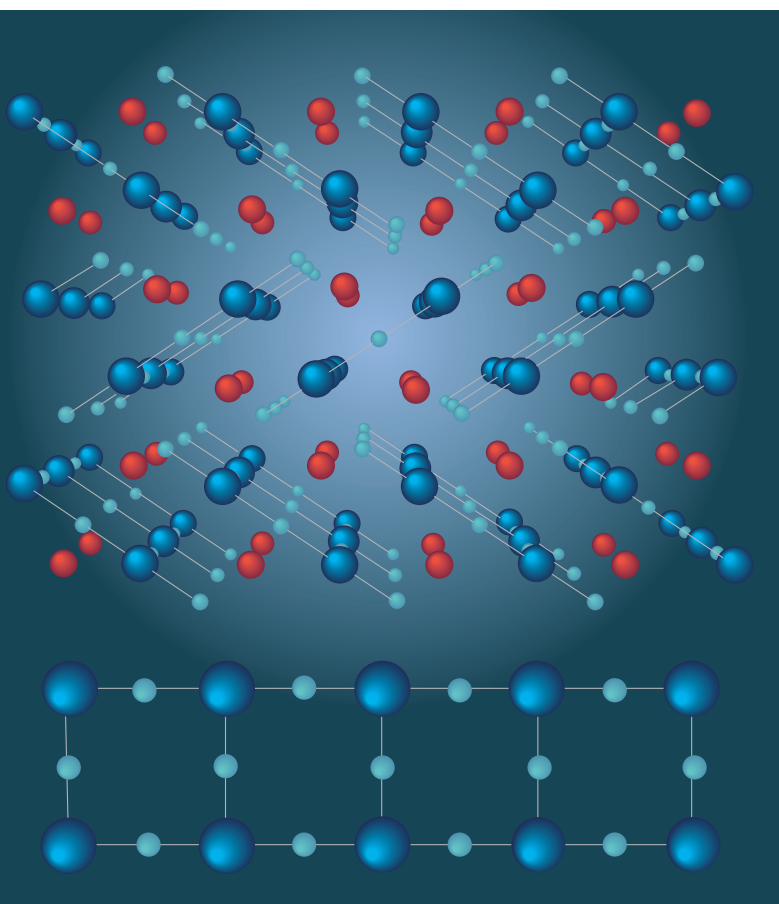




2. LA CONDUCTION électrique dans un solide relève de descriptions différentes selon que les électrons se meuvent dans une dimension ou dans plusieurs. Le niveau de Fermi d'un solide peut être considéré comme la surface de sa « mer d'électrons ». Les transports de courant sont des excitations à la surface de cette mer, c'est-à-dire des particules ajoutées au niveau de Fermi (*en rouge*) ou des trous ôtés dans ce même niveau (*en pointillés*). Ici, un jeu de taquin formé de billes symbolise les

interactions entre les électrons qui ont pour résultat global que ces excitations se propagent comme des particules isolées formant un gaz dilué. Un tel système est qualifié de liquide de Fermi. Au contraire, dans un système unidimensionnel, une particule n'avance qu'en poussant celle qui précède, entraînant un mouvement collectif. Il n'existe pas d'excitations ressemblant à des fermions libres. Dans le cas de ces conducteurs à une dimension, on parle de liquide de Luttinger.



3. LE COMPOSÉ $\text{LaCuO}_{2.5}$ formé d'atomes de lanthane (*en rouge*), de cuivre (*en bleu*) et d'oxygène (*en bleu turquoise*) est constitué de chaînes d'atomes unidimensionnelles dont certaines sont reliées par des ponts transverses, ce qui leur confère une structure en échelle. Les physiciens pensaient que ces conducteurs présenteraient des propriétés intermédiaires entre celles des systèmes à une dimension (liquides de Luttinger) et celles des systèmes à deux dimensions (liquides de Fermi). En réalité, les échelles présentent des propriétés complètement nouvelles, et constituent peut-être un modèle réduit qui nous conduira à la compréhension de la supraconductivité à haute température critique.

impair de fermions (par exemple, les atomes d'hélium 3) sont des fermions. En revanche, les particules formées d'un nombre pair de fermions (les atomes d'hélium 4) sont des bosons. À condition de négliger les possibles interactions entre les particules, il est facile de calculer (par la méthode de Gibbs) les propriétés thermodynamiques d'un gaz de bosons, nommé gaz de Bose, ou d'un gaz de fermions, nommé gaz de Fermi. Ainsi, par exemple, on s'est aperçu que, dans le cas des bosons, un phénomène remarquable se produit : la condensation de Bose-Einstein où tous les atomes adoptent le même état quantique. Dans le cas des fermions, il ne peut y avoir de condensation puisqu'il est impossible de placer deux fermions dans le même état quantique : ces particules « s'empilent » sur des niveaux d'énergie de plus en plus élevés. Le niveau de plus grande énergie occupé à l'état fondamental est qualifié de niveau ou d'énergie de Fermi.

Le modèle du gaz de Fermi suffit souvent à expliquer un grand nombre de propriétés de la « mer d'électrons » qui constitue les métaux, en particulier les métaux dits simples, tel le sodium. Or, ceci est paradoxal. Le modèle de Fermi, comme on l'a déjà signalé, est bâti en négligeant totalement les interactions coulombiennes électrostatiques entre les électrons, de la même façon que l'on néglige les interactions entre les atomes pour construire le modèle du gaz parfait en mécanique statistique classique. Pourtant, dans la réalité, ces interactions ne sont nullement négligeables.

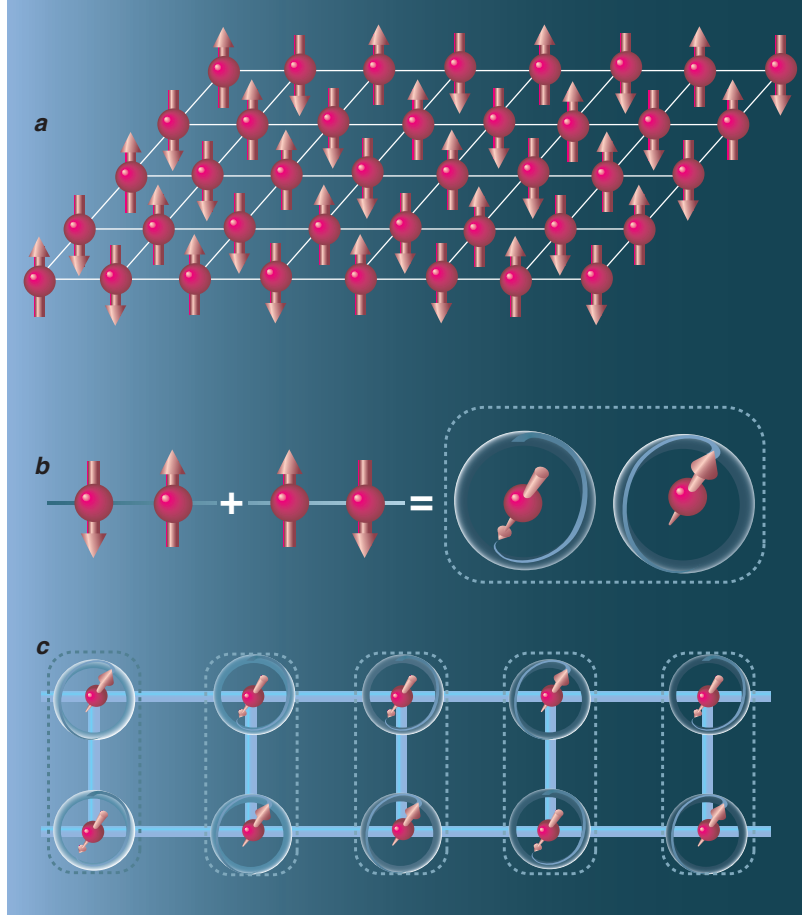
Pour éclairer ce paradoxe, évoquons la théorie dite du « liquide de Fermi », proposée en 1958 par le physicien russe Lev Landau. Landau postula qu'en l'absence d'interactions coulombiennes, les électrons formeraient effectivement un gaz parfait quantique – un gaz de Fermi – dont la description théorique est connue depuis les années 1930. En mécanique classique, pour passer de la description du gaz parfait à celle du liquide, il suffit d'augmenter la force des interactions. Ce passage se fait continûment, de sorte qu'il n'existe aucun moyen de distinguer nettement un gaz d'un liquide (on parle de continuité de l'état fluide). Selon Landau, le même phénomène devait se produire lorsqu'on ajoute des interactions

de plus en plus intenses au modèle du gaz parfait quantique. Dès lors, la structure de l'état fondamental et des états excités du gaz est identique à celle des états correspondants dans le liquide.

Les états excités du liquide de Fermi sont des quasi-particules (des particules ajoutées au-dessus du niveau de Fermi) ou bien des quasi-trous (particules enlevées au niveau de Fermi) constituant un gaz de fermions (voir la figure 2). On dit que ces particules sont « habillées », car leurs propriétés dépendent de l'action collective de l'ensemble des particules qui les entoure : on peut les comparer à des personnes dans une foule (un quasi-trou serait l'équivalent de l'espace libéré lorsqu'on enlève une personne dans une foule compacte). Quel que soit son désir d'avancer, une personne dans une foule dense ne peut progresser aussi vite qu'elle le pourrait au milieu d'une place déserte. Pour les particules, cela se traduit par le fait que l'inertie, c'est-à-dire la masse de la quasi-particule ou du quasi-trou, augmente avec l'intensité des interactions. Les électrons de conduction dans un solide sont dotés d'une masse effective différente de celle de l'électron dans le vide, et, quand les interactions sont fortes, ce changement est spectaculaire : on connaît, par exemple, des alliages dits de « fermions lourds », à base d'uranium, pour lesquels la masse effective des particules est une centaine de fois celle de l'électron. Ainsi, le liquide de Fermi ne se distingue du gaz parfait que par une redéfinition des paramètres des quasi-particules élémentaires qui le constituent. Autrement dit, la complexité introduite par les nombreuses interactions entre les électrons et les ions est, pour ainsi dire, balayée à l'intérieur d'une boîte noire : la masse effective des particules. Ceci explique que beaucoup de systèmes connus en physique des solides puissent être décrits au moyen de ces gaz ou de ces liquides de fermions interagissant faiblement.

Liquide à une dimension

Il existe cependant des matériaux où les effets des interactions sont tels qu'une description de leurs électrons de conduction en termes de liquide de Fermi est impossible. Au cours des années 1970, les physiciens du solide ont commencé à s'intéresser à des conducteurs organiques, tel le Tétrathiathulvalène-Tétracyanoquinone (TTF-TCNQ), où les électrons ne peuvent se déplacer facilement que suivant une seule des dimensions du solide (nous verrons comment réaliser de tels conducteurs un peu plus loin). Dans ce cas, il est facile de comprendre que les effets des interactions sont cruciaux : cette fois, il ne faut plus imaginer une foule, mais une file d'attente où le mouvement d'une personne implique celui de toutes les autres (voir la figure 2). Le mouvement des individus devient immédiatement un mouvement collectif du système et les excitations des électrons de conduction ne peuvent plus être traitées comme les particules individuelles du liquide de Fermi. C'est pourquoi la théorie de Landau est inapplicable à des électrons dans des systèmes unidimensionnels. Une autre propriété de ces conducteurs unidimensionnels a été démontrée, en 1960, par David Mermin et Herbert Wagner : du fait de ces mouvements nécessairement collectifs et de l'existence des fluctuations quantiques même à très basse température, ces systèmes ne peuvent jamais s'ordonner sur de grandes distances (comme c'est le cas dans un solide).



4. L'INTERACTION D'ÉCHANGE QUANTIQUE pousse les spins des électrons (leur moment magnétique qui leur confère des propriétés comparables à celles d'une aiguille aimantée) à s'aligner de manière antiparallèle. Dans un réseau de dimension deux (a) ou trois chaque spin est gelé dans une position particulière. Le système est alors essentiellement classique et on peut le considérer comme un « solide » de spin. Il est qualifié d'antiferromagnétique. Un système de deux spins (b) se place, quant à lui, dans la configuration d'énergie la plus basse qui est une superposition quantique des deux états antiparallèles possibles et que l'on nomme état singulet. Le moment magnétique total de l'état singulet est nul en permanence, mais il est impossible de dire quelle est la direction du moment magnétique d'un des deux électrons. Dans une échelle isolante à deux montants (c), les spins se verrouillent deux à deux dans des états singulets. L'aimantation du composé s'annule totalement en même temps que l'orientation de chaque spin est inconnue : on parle de « liquide de spins ».

Au cours des années 1970 et 1980, des théoriciens, tels Alan Luther, Victor Emery et Duncan Haldane ont mis au point une description théorique des électrons en interaction dans un système à une dimension : le modèle des liquides de Luttinger (du nom du physicien Jim Luttinger qui a accompli des travaux précurseurs dans ce domaine). Contrairement à un liquide de Fermi, où, rappelons-le, les excitations ressemblent à de vrais électrons avec leur charge, leur spin et leur masse effective (en général différente de celle de l'électron dans le vide), les excitations (par exemple les transports de charge) sont très différentes dans les liquides de Luttinger. Elles correspondent à des mouvements globaux soit de la charge, soit du moment magnétique du système. Ainsi, dans un liquide de Luttinger, un électron de conduction peut se scinder en deux excitations indépendantes, l'une transportant de la charge, mais pas de moment magnétique, l'autre ayant les propriétés complémentaires !

Aujourd'hui, grâce aux progrès de la chimie et de la nanotechnologie, on réalise toutes sortes de systèmes d'électrons unidimensionnels, aussi l'étude du liquide de Luttinger est-elle particulièrement importante. Citons par exemple,